

VI-186

時間領域境界要素法による地盤-音響系の過渡応答解析

近畿日本鉄道 正 ○ 植松 知也

神戸大学工学部 正 北村 泰寿

1. まえがき

固体音伝搬問題の基礎研究として、周波数領域境界要素法による地盤と音場の結合条件に関する検討結果を、本学会支部の年講¹⁾に発表した。本研究は、前報の結果を踏まえて、地盤-音響系の解析に時間領域境界要素法の適用を試みたものである。時間領域境界要素法は過渡応答問題の有力な解析法であるため、本報では、地表面の衝撃加振によって地中空洞に発生する音圧の過渡的な変動に注目する。

2. 解析手法の概要

固体音の伝搬問題を総合的に把握するためには、振動の発生から伝搬、そして音響放射に至るシステムの解明が重要である。ここでは、地盤振動の伝搬と音響放射に注目して、地盤と音場の結合領域を考える。

地盤を等方均質の二次元弾性体と仮定する。支配方程式に重み付き残差法を用い、ガウスの発散定理を適用すれば、時間領域における境界積分方程式が次式のように得られる。なお、物体力および初期条件は0とする。

$$\frac{1}{2} u_i(x, t) = \int_0^t \int_{\Gamma_a} \{ u_{ji}^*(y, t; x, \tau) p_j(y, \tau) - p_{ji}^*(y, t; x, \tau) u_j(y, \tau) \} d\Gamma d\tau \quad \text{----- (1)}$$

ここに、 u_i 、 p_i は*i*方向の変位、表面力、 u_{ji}^* 、 p_{ji}^* は変位、表面力基本解である。また、 Γ_a は地盤と音場の結合境界を表わす。時間および空間について式(1)を離散化すると、つぎの離散化式が得られる。

$$\mathbf{H}^1 \mathbf{U}^M = \mathbf{G}^1 \mathbf{P}^M + \sum_{m=2}^M (\mathbf{G}^m \mathbf{P}^{M-m+1} - \mathbf{H}^m \mathbf{U}^{M-m+1}) \quad \text{----- (2)}$$

上式の $\mathbf{G}^m$ 、 $\mathbf{H}^m$ を求めるに際しては、時間方向の変位、表面力の補間関数はそれぞれ線形、一定、また空間方向の補間関数は変位、表面力ともに一定とする。

音場についても、時間領域における境界積分方程式は、初期条件を0として、次式のように得られる。

$$\frac{1}{2} p_a(\hat{x}, t) = \int_0^t \int_{\Gamma_a} \{ p_a^*(\hat{y}, t; \hat{x}, \tau) q_a(\hat{y}, \tau) - q_a^*(\hat{y}, t; \hat{x}, \tau) p_a(\hat{y}, \tau) \} d\Gamma d\tau \quad \text{----- (3)}$$

ここに、 p_a は音圧、 q_a は p_a の法線方向微分、 p_a^* 、 q_a^* は基本解である。時間、空間について、上式を離散化すれば次式のように表わされる。

$$\mathbf{H}_a^1 \mathbf{P}_a^M = \mathbf{G}_a^1 \mathbf{Q}_a^M + \sum_{m=2}^M (\mathbf{G}_a^m \mathbf{Q}_a^{M-m+1} - \mathbf{H}_a^m \mathbf{P}_a^{M-m+1}) \quad \text{----- (4)}$$

上式の $\mathbf{G}_a^m$ 、 $\mathbf{H}_a^m$ は、地盤の場合と同様に、時間に関して音圧は線形、音圧の法線方向微分は一定、空間に関してはともに一定の補間関数を用いて求める。

つぎに、地盤と音場の結合については、連続条件を考慮する方法と、それぞれの場を個々に解く分離解法が考えられる。本報では、前報¹⁾での結果より、分離解法を採用する。まず、式(2)において、地盤と音場の境界 Γ_a で表面力を0として地盤のみを解く。境界面の地盤変位から、時間差分により法線方向の粒子加速度 a_{na}^m を求め、 $q_a^m = \rho_a a_{na}^m$ (ρ_a : 音場の密度)を計算する。これを音場の境界条件として式(4)を解けば、音圧 p_a の過渡的な時間応答を得ることができる。なお、式展開に関する詳細は文献2)に譲る。

3. 計算結果と考察

解析モデルを図-1に示す。弾性体としてやや軟らかい岩盤を仮定し、物理定数を $\rho = 200 \text{ kgf} \cdot \text{s}^2/\text{m}^4$ 、 $\mu = 2.0 \times 10^8 \text{ kgf/m}^2$ 、 $\nu = 0.3$ とする。空洞内の空気の物理定数を $\rho_a = 0.123 \text{ kgf} \cdot \text{s}^2/\text{m}^4$ 、 $c = 343.2 \text{ m/s}$ (音速)とする。幾何学的な諸元は、 $L = 40 \text{ m}$ 、 $\alpha = 1 \text{ m}$ 、 $d = 6 \text{ m}$ 、 $r = 6 \text{ m}$ とする。また、加振力は図-2に示すような正弦波半波で、継続時間長は0.01秒、最大加振力は $p_0 = 1000 \text{ kgf/m}^2$ とする。

時間領域境界要素法では、時間ステップ Δt と要素長の取り方が解の安定性に影響を及ぼす。本報では、安定性に対する検討を踏まえて、地表面で要素分割数

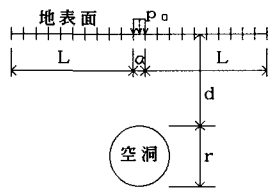


図-1 解析モデル

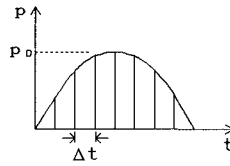


図-2 加振力の時刻歴

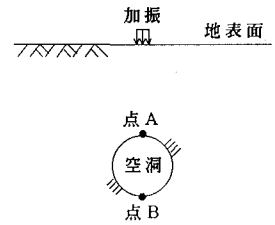


図-3 空洞壁の測点

を81個(要素長1m)、空洞で18個(要素長1.04m)、時間ステップは $\Delta t = 0.00125$ 秒としている。

図-3に示す空洞壁の測点Aと測点Bにおける、鉛直方向の変位の時刻歴を描いたものが図-4である。また、図-4には、点Aの直下25cmと点Bの直上25cmにおける、空洞内音圧の時刻歴を併せて描いてある。変位の時刻歴より、加振開始後約0.002秒で点Aに波動が到達し、点Bには約0.005秒で到達しているのがわかる。一方、音圧の時刻歴については、地中の波動が空洞を通過後も音圧の変動は継続しており、空洞壁で音波の反射が

繰り返される様子を窺い知ることができる。

つぎに、適当な時間ステップごとに、空洞壁全体の挙動を図-5に、

空洞内の音圧分布を図-6に対応させた形で示す。音速より地中の伝播速度が大きいので、点Aで生じた音波は空洞の外周を伝わる地中の波動より遅れて伝播している様相がわかる。

4. あとがき

本研究段階では、非定常応答解析結果の音圧

を音圧レベルに換算できない。このため、発生している音の程度を感覚的に把握し難いので、今後この点は改良する必要がある。

参考文献 1)植松他：土木学会関西支部年講，1-74，1993。 2)植松：神戸大学工学研究科修士論文，1993。

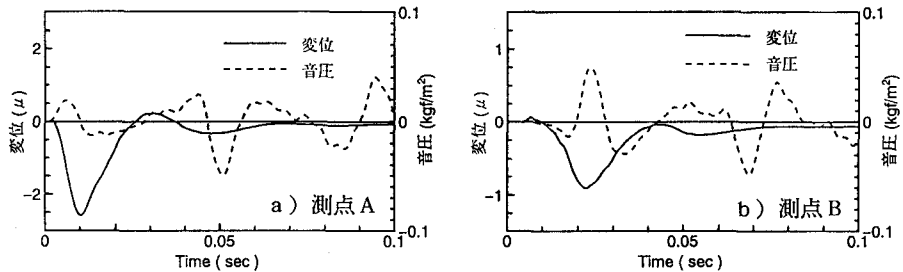


図-4 空洞壁の変位と空洞内の音圧の時刻歴

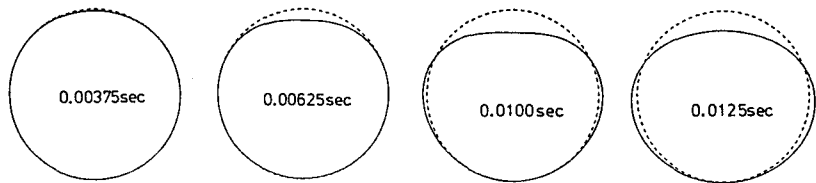


図-5 空洞壁面の変位挙動

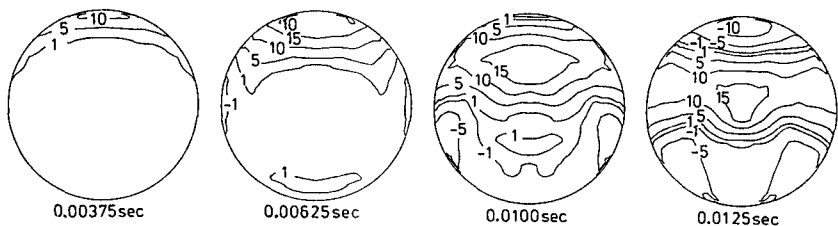


図-6 空洞内の音圧分布 ($\times 10^{-3} \text{kgf/m}^2$)